

上下端がラウンドの鉛直管における気液対向流の数値計算

Numerical Simulation of Gas-Liquid Counter-Current Flow in a Vertical Pipe with Rounded Top and Bottom Ends

村瀬 道雄 (Michio Murase)*¹ 高木 俊弥 (Toshiya Takaki)*¹ 歌野原 陽一 (Yoichi Utanohara)*²

要約 数値流体力学 (CFD) コードを用いた数値計算は寸法や流体物性値が熱流体挙動に及ぼす影響を評価するのに有効な方法である。しかし、鉛直管における気液対向流挙動の数値計算に成功した事例は見当たらない。そこで、本報告では、CFD コード FLUENT を使用して直径 40 mm で上下端がラウンドの鉛直管を用いた空気と水での対向流実験データで検証解析を行い、CFD コードの気液対向流への適用性を評価した。実験では上端で水の落下が制限される気相体積流束 J_G が小さい条件に対し、落下水体積流束 J_L の計算値は測定値とよく一致したが、落下液膜の気液界面での数値拡散が大きく液相体積率 α_L を過大に計算した。これは、傾斜管では重力により気液界面での数値拡散が抑制されるが、鉛直管では数値拡散を抑制する力が作用しないことによる。 J_G が大きくなると、実験では水の落下が下端で制限されるが、計算では J_L の減少が大きく下端での落下水制限を再現できなかった。CFD コードを鉛直管での気液対向流の計算に適用するには技術課題が多いことを確認した。

キーワード 鉛直管, 気液対向流, 数値流体力学 (CFD), 落下水体積流束, ボイド率

Abstract Numerical simulation with computational fluid dynamics (CFD) codes is a useful approach to evaluate effects of scale and fluid properties on thermal-hydraulic behavior. However, accurate CFD results have not been obtained for gas-liquid counter-current flows in vertical pipes. In this report, therefore, we used the CFD code FLUENT to carry out numerical simulation for experiments of air-water counter-current flows in a vertical pipe with the 40 mm diameter and rounded top and bottom ends, and we evaluated applicability of the CFD code to counter-current flows. For a small value of the gas volumetric flux J_G where the falling liquid volumetric flux J_L was experimentally restricted at the top end (i.e. flooding there), the computed J_L value agreed well with the measured J_L value, but the computed liquid volume fraction α_L was larger than the measured α_L due to the numerical diffusion of the gas-liquid interface. This was due to there being no force to suppress the numerical diffusion in a vertical pipe, though gravitational force suppresses the numerical diffusion in an inclined pipe. In the region of large J_G , flooding experimentally occurred at the bottom end, but flooding at the bottom end was not numerically simulated. We confirmed that there are some technical issues when applying the CFD code to counter-current flows in a vertical pipe.

Keywords vertical pipe, gas-liquid counter-current flow, computational fluid dynamics (CFD), falling liquid volumetric flux, void fraction

1. はじめに

原子炉には大口径の高温・高圧配管があり、事故時には流量が低下し、配管の下方に気相空間が形成されると蒸気が上昇し凝縮水が重力落下する気液対向流が生じる場合がある。本研究の目的は、鉛直管での気液対向流における流動特性に関する相関式の不確かさを減少することである。本報告の目的は、鉛直管での気液対向流への数値流体力学 (CFD) コードの適用性を評価することである。

計算機と CFD 技術の発展は目覚ましく、大規模な

高温・高圧設備が多い原子炉では、CFD コードが熱流体挙動の詳細な評価に広く活用されている。しかし、気液二相流挙動は複雑であり、気液対向流に対しては主に実験的に評価⁽¹⁾⁻⁽³⁾されてきた。気液対向流では、水平管と傾斜管への CFD の適用例⁽³⁾は多いが、鉛直管への適用例は少ない。

事故解析では一次元気液二相流モデルが広く使用されており、壁面摩擦係数 f_w と界面摩擦係数 f_i の相関式を用いてボイド率 α_G と圧力勾配 dP/dz を計算する。炉心冷却に直接影響する気液対向流での落下水制限 (CCFL) に対する測定例⁽¹⁾⁻⁽³⁾は多いが、 α_G の測定例は

*1 (株)原子力安全システム研究所 技術システム研究所

*2 (株)原子力安全システム研究所 技術システム研究所 現 公立小松大学

少ない。Bharathanら⁽⁴⁾⁻⁽⁵⁾は、鉛直管での気液対向流の空気・水実験を行い、液膜厚さ δ を測定したが測定の不確かさが大きいため、 $f_w = 0$ と近似して下端フラッキングに対する f_i を求めて相関式を提案した。その後、鉛直管での気液対向流の流動特性に関する実験は行われていなかった。Godaら⁽⁶⁾⁻⁽⁷⁾は、神戸大学の富山研究室で直径20 mmと40 mmの鉛直管を使用して空気と水での気液対向流実験を行い、CCFL特性および dP/dz と a_G を測定し、環状流モデルを用いて f_w と f_i を求め、 $f_w = 0$ の近似を用いると不確かさが大きくなることを明らかにした。著者ら⁽⁸⁾⁻⁽¹⁰⁾は、神戸大学の富山研究室での実験に参加し、鉛直管の上下端の形状を変更してCCFL特性および dP/dz と a_G を測定し、環状流モデルを用いて f_w と f_i を求め、これらの相関式を提案した。 f_w と f_i の相関式の作成では、 dP/dz や δ の従来データおよび各種の従来相関式を参照するとともに、大口径の高温・高圧条件に適用しても工学的な非合理性が生じないように留意したが、大口径の高温・高圧条件に対する検証が十分とは言えない。

直径が約0.75 mの傾斜管と水平管で構成されるホットレグにおける気液対向流を対象とするCFD解析の事例^{(3), (11)-(12)}は多いが、鉛直管を対象とするCFD解析の事例⁽¹³⁾⁻⁽¹⁴⁾は少ない。著者らの研究グループでは、神戸大学の富山研究室で直径50 mmのホットレグモデルを用いて空気・水実験を行い、CFD解析モデルを検証し、CFD解析で直径0.75 mの高温・高圧条件でのCCFL特性を計算して相関式⁽¹²⁾を提案した。一方、直径が約0.3 mの鉛直管と微傾斜管で構成される加圧器サージ管に対するCFD解析⁽¹³⁾では、鉛直管上端から流入する液相体積流束 J_L を過小に計算するため、鉛直管の壁面からの給水を入力して微傾斜管での気液対向流挙動を計算した。また、蒸気発生器の伝熱管でのCCFL評価を目的とした上端がラウンドで下端がシャープエッジの鉛直管での気液対向流に対するCFD解析⁽¹⁴⁾では、上端から流入する J_L を過小に計算するため、鉛直管の壁面からの給水を入力して下端での J_L を計算した。このように、鉛直管でのCCFL特性に対しては、CFD解析による定量的な評価に成功していない。

本報告では、直径40 mmで上下端がラウンドの鉛直管を用いた空気と水での気液対向流実験⁽¹⁰⁾を対象に、CFDコードFLUENTを用いて流動特性を計算し、測定値と比較評価した。これまでのCFD解析⁽¹²⁾⁻⁽¹⁴⁾ではCCFL特性を評価したが、本報告では、CCFLおよび dP/dz と a_G を評価した。

2. 数値計算の例

2.1 ロッドバンドル

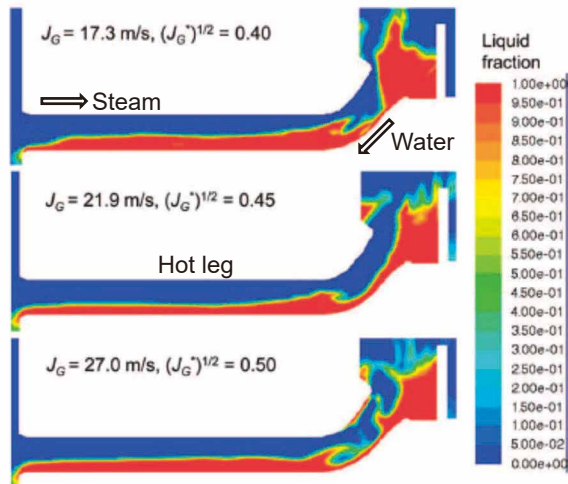
CFDコードFLUENTを用いて4×4ロッドバンドルにおける停滞水（液相体積流束 $J_L = 0$ ）での空気・水実験に対する数値計算⁽¹⁵⁾を実施し、 a_G の計算値と測定値を比較した。下部タンク、ロッドバンドル、上部タンクをモデル化して計算セルの総数62,500、二相流モデルにvolume of fluid (VOF) 法を、乱流モデルに標準k- ϵ を使用し、時間ステップ0.01~0.1 msで過渡計算した。計算で求めるのは a_G の時間平均値であるが、気液対向流では変動が大きく計算が不安定であるため、過渡計算にした。気相体積流束 J_G が小さい範囲では a_G の計算値は測定値と比較的によく一致したが、 J_G が大きい範囲では a_G の計算値は測定値より高くなった。この原因を検討した結果、上端でのフラッキングによりバンドル内に液相が供給されない（つまり、上端での $|J_L|$ を過小に計算した）ためと判断した。

2.2 傾斜管と水平管（ホットレグ）

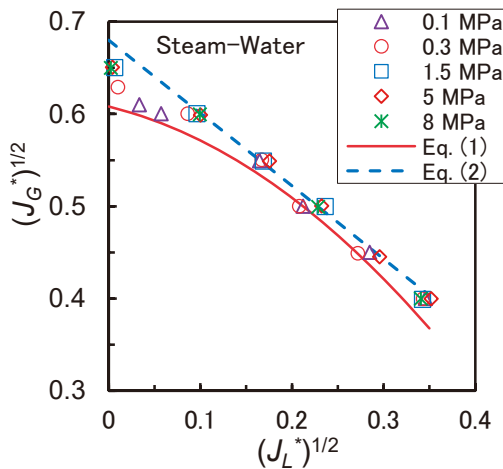
直径0.75 mの傾斜管と水平管で構成されるホットレグを対象とするCCFL評価では、神戸大学の富山研究室で実機の1/15縮小モデル（直径50 mm）での空気・水実験を行い、FLUENTを用いた実験解析と実規模解析を行った。下部タンク、ホットレグ、上部タンクをモデル化し、流路断面での計算セル数299で総数59,000、乱流モデルに標準k- ϵ を、二相流モデルに二流体モデルもしくはVOF法を使用し、時間ステップ0.1 msで過渡計算した。二流体モデルでは、界面摩擦の相関式を用いて気相と液相の速度を別々に計算するが、界面摩擦の相関式が計算結果に及ぼす影響は比較的小さかった。VOF法では、気相と液相の速度を同じとして計算するが、気液対向流では気液の分離が明確であるため、実規模計算では界面摩擦の相関式を必要としないVOF法を使用した。実規模計算では、空気・水実験装置に対する解析モデルを15倍して使用した。

直径0.75 mの実規模に対する計算結果⁽¹²⁾を図1に示す。流動状態の計算は、圧力 $P = 0.1$ MPa、温度 $T = 100$ °Cの飽和状態であり、蒸発や凝縮の相変化はない。液相の下流端で波が形成され、波は気相との界面摩擦で逆流しながら成長し、45° 曲り管の近傍でロールウェイ

ブになり傾斜管を吹上げる。計算結果は実験での観察結果によく類似している。 $P = 0.1 \sim 8 \text{ MPa}$ でパラメータ計算を行い、気相と液相のWallisパラメータ J_G^* と J_L^* で整理し、計算結果は $P < 0.3 \text{ MPa}$ での測定値から作成したEq. (1)と1.5 MPaに対するフィット式Eq. (2)の範囲に収まることを示した。図1に示す結果は、CFD解析で期待した結果が得られた場合である。



(a) 流動状態の計算結果 ($D = 0.75 \text{ m}$)



Eq. (1): $J_G^{*1/2} = 0.608 - 0.238 J_L^{*1/2} - 1.28 J_L^*$

Eq. (2): $J_G^{*1/2} + 0.79 J_L^{*1/2} = 0.68$

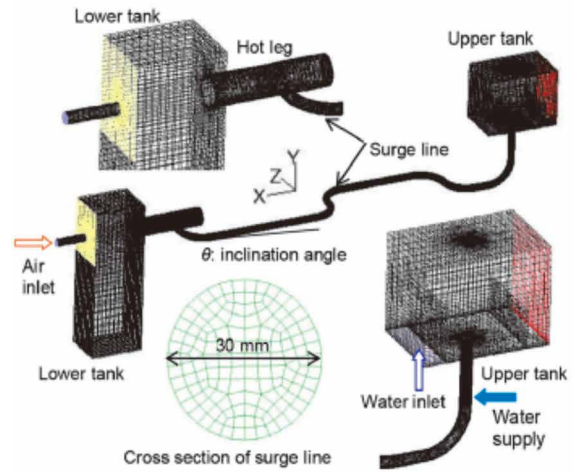
(b) CCFL特性の計算値 ($D = 0.75 \text{ m}$)

図1 実規模ホットレグに対する気液対向流の計算⁽¹²⁾

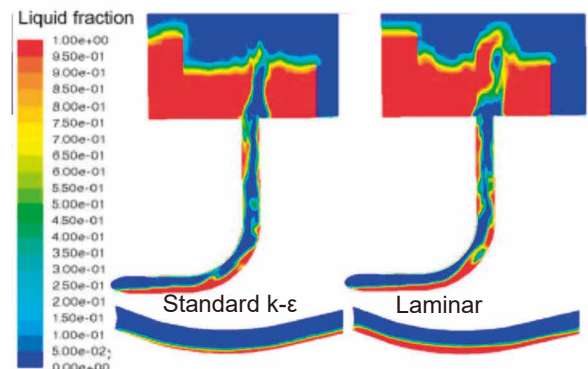
2.3 鉛直管と微傾斜管（加圧器サージ管）

直径が約0.3 mの鉛直管と微傾斜管で構成される加圧器サージ管を対象とするCCFL評価では、神戸大学の富山研究室で実機の1/10縮小モデル（直径30 mm）での空気・水実験を行い、FLUENTを用いた実験解析

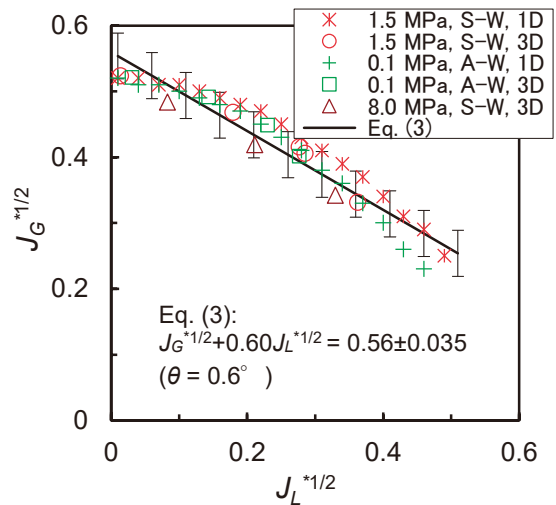
と実規模解析⁽¹³⁾を行った。実験装置に対する計算グリッドを図2の(a)に、実規模 ($D = 0.3 \text{ m}$) に対する流動状態の計算結果を図2の(b)に、CCFL特性の計算値を図2の(c)に示す。



(a) 実験装置に対する計算グリッド



(b) $D = 0.3 \text{ m}$, $J_G = 10 \text{ m/s}$ での流動状態



(c) CCFL特性の計算値 ($D = 0.3 \text{ m}$)

図2 加圧器サージ管に対する気液対向流の計算⁽¹³⁾

Eq. (3): $J_G^{*1/2} + 0.60 J_L^{*1/2} = 0.56 \pm 0.035$
($\theta = 0.6^\circ$)

微傾斜管の長さ L と直径 D の比は $L/D=63$ 、傾斜角は $\theta=0.6^\circ$ である。下部タンク、サージ管、上部タンクをモデル化し、流路断面での計算セル数142で総数128,000、二相流モデルにVOF法を使用し、時間ステップ0.01~0.1 msで過渡計算した。図2(a)に示すように、実験では水平管で下部タンクに空気を供給したが、計算が不安定になる頻度が多いため、計算では空気の流入面積を実験の10倍以上にして低速で流入させた。鉛直管の上端で水の落下が抑制されて J_L を過小に計算するため、図2(a)に示すように鉛直管の壁面から低速で給水して微傾斜管での気液対向流挙動を計算した。また、粘性流モデルに標準 $k-\epsilon$ 乱流モデルを使用すると J_L を過小に計算したことから、層流モデルを使用した。図2(b)に示すように、標準 $k-\epsilon$ では微傾斜管での水位が浅くなった。層流モデルでも、標準 $k-\epsilon$ を使用したホットレグ(図1(a)参照)と同様に、液相の下流端で波が形成され、波は逆流しながら成長して 90° エルボの近傍でロールウェイブになり、傾斜管を吹上げる様相が計算された。気液密度比が計算の安定性に影響し、大気圧の蒸気・水系では計算が不安定で時間ステップを0.01 msオーダーとし、計算が安定化する高圧では0.1 msにした。図2(c)に示すように、CCFL特性の三次元(3D)計算値は一次元(1D)層状流モデルによる計算値とほぼ一致した。気液二相流挙動の評価では不確かさが大きいので、異なる方法やモデルを用いて相互比較を行い、結果の不確かさを評価することが望ましい。

2.3 鉛直管(蒸気発生器の伝熱管)

蒸気発生器の伝熱管は直径が約20 mmの鉛直管であり、高温・高圧でのCCFL特性の測定値があるが、測定の不確かさが大きい。CFD解析⁽¹⁴⁾では、下部タンク、上端がラウンドで下端がシャープエッジの鉛直管、上部タンクをモデル化し、総セル数49,000とし、二相流モデルにVOF法を使用した。計算を安定化するために、気相の流入面積を広くし、流入速度 $J_{G,in}$ を小さくした。また、鉛直管の上端で落下水速度 J_L を過小に計算するため、鉛直管の壁面から給水して下端でのフラッディングを計算した。

蒸気・水の飽和条件で、気相速度 $J_G^{*1/2}=0.6$ における落下水速度 J_L への圧力の影響⁽¹⁶⁾を図3に示す。層流モデルを用いると、 J_L を過大に計算するが、明確な流体物性値の影響は表れていない。 J_L の計算値は、標準 $k-$

ϵ 乱流モデルより $k-\omega$ SSTの方が実験値に近い結果が得られた⁽¹⁴⁾。 $k-\omega$ SSTを用いると、 J_L の計算値は、 $P=7$ MPaでは実験値と一致したが、低圧では過大に評価した。このように、CFD解析は鉛直管における気液対向流での落下水速度を定量的に評価するに至っていない。

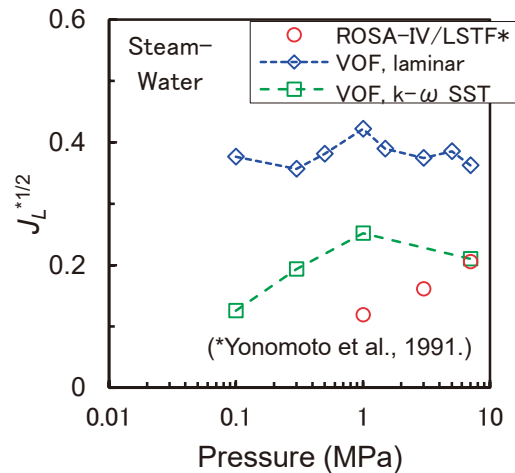


図3 鉛直管下端での落下水速度への圧力の影響⁽¹⁶⁾
(蒸気・水の飽和条件, $J_G^{*1/2}=0.6$)

3. 実験と計算の方法

3.1 実験装置と実験条件

気液対向流の空気・水実験の装置⁽¹⁰⁾を図4に示す。鉛直管の直径は $D=40$ mm、高さは $H=800$ mmであり、上下端は曲率 $R=D/2$ のラウンド形状である。圧縮機からの空気を下部タンクに、ポンプからの給水を上部タンクに供給し、鉛直管内に気液対向流を形成する。落下水体積流束 J_L は下部タンクの水位上昇率で測定され、圧力勾配 dP/dz は高さ640 mmでの差圧を1.0 kHzで50秒間収録した平均値が使用されている。ボイド率 α_G は、閉鎖速度1/30 sの遮断弁を用いた弁締切法で測定され、60回の測定値の平均値が使用されている。

実験では、気相体積流束 J_G を変数として $J_G=1.9\sim 9.5$ m/sの範囲で J_L および dP/dz と α_G が測定された。実験⁽¹⁰⁾での流動状態をtime-strip画像⁽¹⁷⁾で図5に示す。time-strip画像は、350 frame/sで撮影された高速度ビデオ画像から、鉛直管の軸中心部付近の画像を1-pixel幅で抽出して時系列に配置したもので、縦軸が軸方向位置 z を示し横軸が時間 t を示す。低 J_G (≤ 4.8 m/s)では、上端で J_L が制限され、管内にsmooth film (SF) が形成された。 J_G を増加すると、 5.1 m/s $\leq J_G\leq 6.4$ m/sでは下端

でも J_L が制限され、下端から擾乱波が発生する transition (TR) に移行した。 $J_G = 6.7 \text{ m/s}$ では、下端で

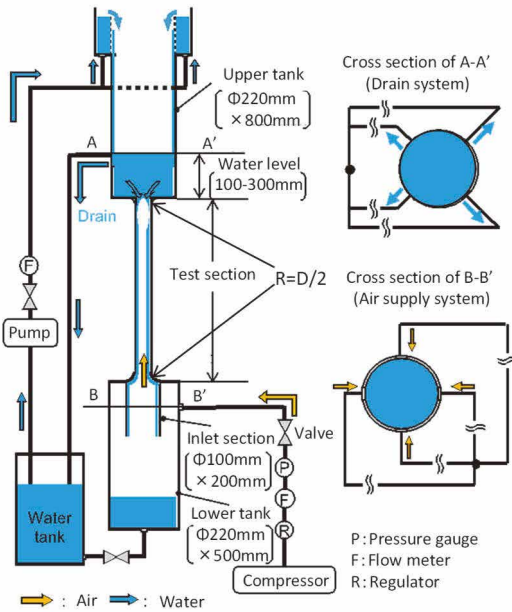


図4 鉛直管内気液対向流の実験装置⁽¹⁰⁾

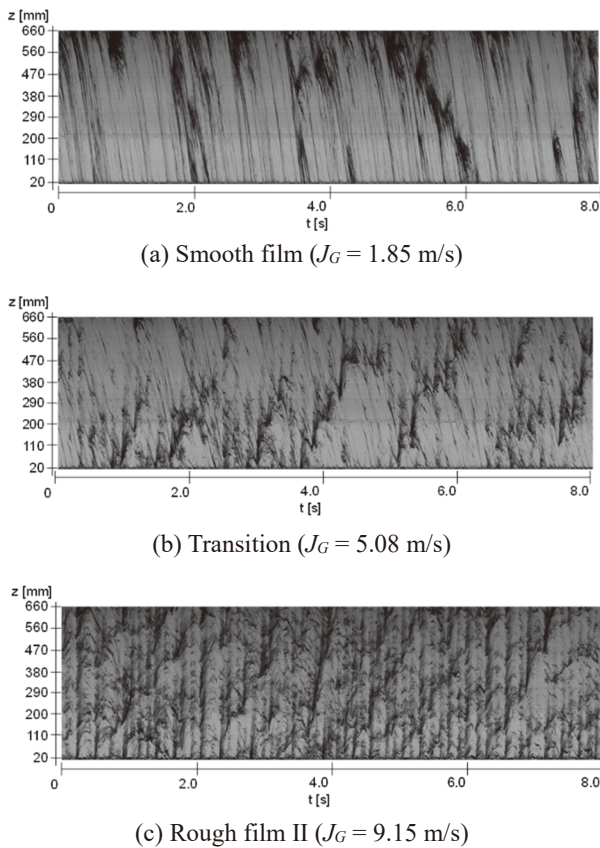


図5 流動状態のtime-strip画像⁽¹⁷⁾

発生した擾乱波が上部タンクに到達し, rough film I (RF-I) になった. さらに J_G を増加すると, $J_G \geq 7.2 \text{ m/s}$ では, 管内で擾乱波が発生するrough film II (RF-II) になった. SF, TR, RF-I, RF-II では, フラッディングが上端, 上端と下端, 下端, 管内で生じている.

CFD解析では, 代表的な流動状態として, $J_G = 3.8 \text{ m/s}$ のSFと $J_G = 6.7 \text{ m/s}$ のRF-Iを計算対象にした.

3.2 計算モデルと計算条件

計算メッシュを図6に示す. 直径 $D = 40 \text{ mm}$ と上下端ラウンド形状の曲率 $R = D/2$ は実験装置と同じであるが, 高さは $1,000 \text{ mm}$ である. 初期の計算メッシュの作成はアンシスジャパンに委託した. 計算負荷を小さくするためにセル数15万以下を目標とし, 156,000であった. 上部タンクで逆流が生じて計算が不安定化したため, 上部タンクの高さを延長しセル数198,000になった (図6 (a)参照). また, 気液界面での数値拡散を抑制するためにメッシュ寸法を小さくし, セル数367,000になった (図6 (b)参照). このため, セル数は図3に示した鉛直管の下端でのフラッディング計算の約7倍になり, 計算負荷が大きくなった.

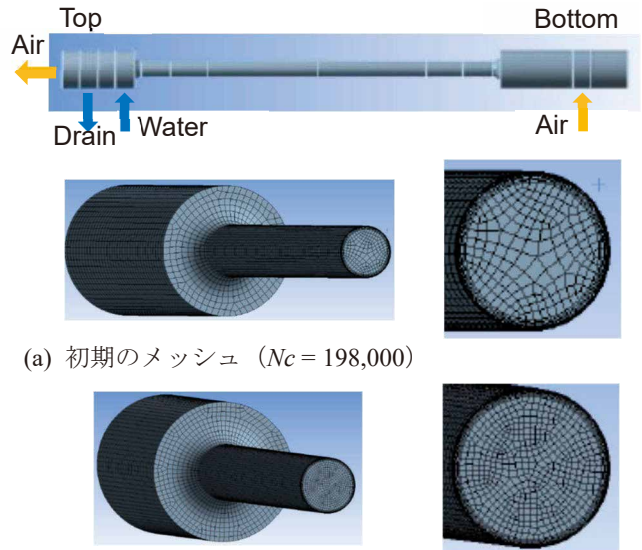


図6 計算メッシュ

計算条件を表1に示す. 流体は, 大気圧で $25 \text{ }^\circ\text{C}$ の空気と水である. 混相流モデルにはvolume of fluid (VOF) 法を使用し, 乱流モデルには図3の計算で J_L の計算値が測定値に最も近い $k-\omega$ SSTを使用した. 過渡計算と

し、計算の安定性により時間ステップを $\Delta t = 0.03 \sim 0.1$ msの範囲で変更した。計算条件は、SFの $J_G = 3.8$ m/sとRF-Iの $J_G = 6.7$ m/sにした。 $J_G = 6.7$ m/sのCase 2では J_L が上端で制限され下端での落下制限を再現できなかったため、Case 3では鉛直管の壁面から給水した。

表1 計算条件

ソフトウェア	アンシスFLUENT 2020 R2			
流体	室温室圧の空気と水			
二相流モデル	Volume of Fluid (VOF)			
乱流モデル	k- ω SST (低レイノルズ [*] 相関式)			
時間	過渡 ($\Delta t = 0.03 \sim 0.1$ ms)			
Case	1	2	3	
入口条件	J_G [m/s]	3.8	6.7	6.7
	流動状態	SF	RF-I	RF-I
	壁面給水	なし	なし	あり
出口条件	圧力一定 ($P_{out} = 0.1$ MPa)			

4. 結果

計算には一般的なデスクトップ計算機を使用し、4コアの並列演算にした。367,000セルのVOF法では計算は負荷が大きく、過渡1秒の計算に約10日を要した。このため、1ケースの計算時間を短くした。液相の落下速度が約0.3 m/sであることから、計算条件を設定もしくは変更してから液相が高さ1.0 mの鉛直管を通過する過渡時間を4秒とし、 J_L および dP/dz と a_G の時間平均値を4 s~6 sでの計算値から求めた。

セル数367,000、時間ステップ $\Delta t = 0.03 \sim 0.1$ msで6秒の計算を実行すると10万回を超える計算になり、計算値の容量が膨大になる。このため、計算結果を事前に計画した物理量に限定し、限られた回数 of 計算値を保存した。本研究では、水平断面平均速度 (J_G と J_L) および dP/dz と a_G のデジタル値の時間変化、および定期的な液相体積率 α_L の等値図と速度ベクトル図を保存した。このため、計算結果から評価できる事項は限定される。

4.1 上端フラッシング

鉛直管の上端で液相の落下が抑制される上端フラッシングにより管内にsmooth film (SF) が形成される $J_G = 3.8$ m/sでの流動状態を液相体積率で図7に示す。

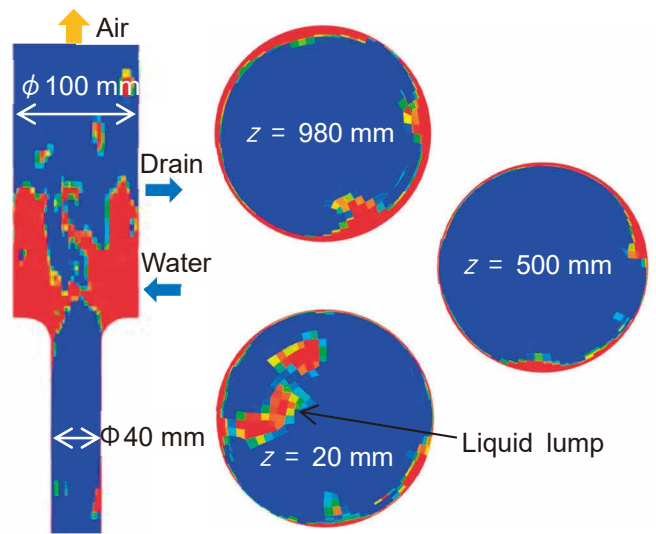


図7 液相体積率の等値図 ($J_G = 3.8$ m/s)

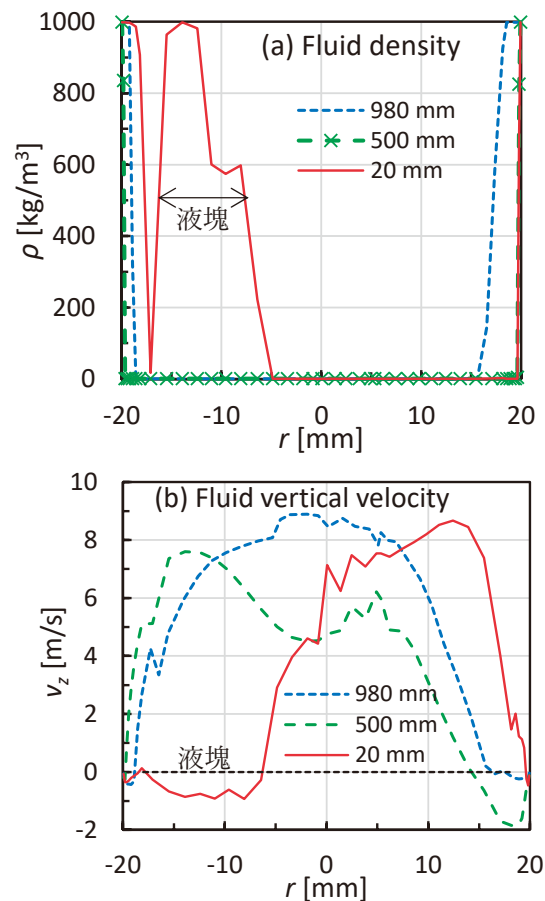


図8 密度と速度の半径方向分布 ($J_G = 3.8$ m/s)

瞬時値による液相体積率の等値図である。鉛直管の下端が $z = 0$ である。管内には薄い液膜が形成され、上端から液相が間歇的に流入するため、上部の $z = 980$ mmでは部分的に厚い液相が存在する。実験では $J_G = 3.8$ m/sで液滴は観察されておらず、 $z = 20$ mmに存在する

液塊は気液界面の数値拡散により形成されている。

流体密度と流体速度の半径方向分布を図8に示す。図8に示すのは、図7と同様に、瞬時値である。液相の密度は 998 kg/m^3 、気相の密度は 1.2 kg/m^3 であり、気相と液相の割合が50%ずつでは約 500 kg/m^3 になる。計算では、気相と液相の速度は同じで、一速度を求める。壁面 ($r = \pm 20 \text{ mm}$) では、約 $1,000 \text{ kg/m}^3$ であり、液膜が存在することを示す。液相の割合が多いと、密度が大きくなり、重力により下降し速度が負になる ($z = 20 \text{ mm}$ での液塊)。

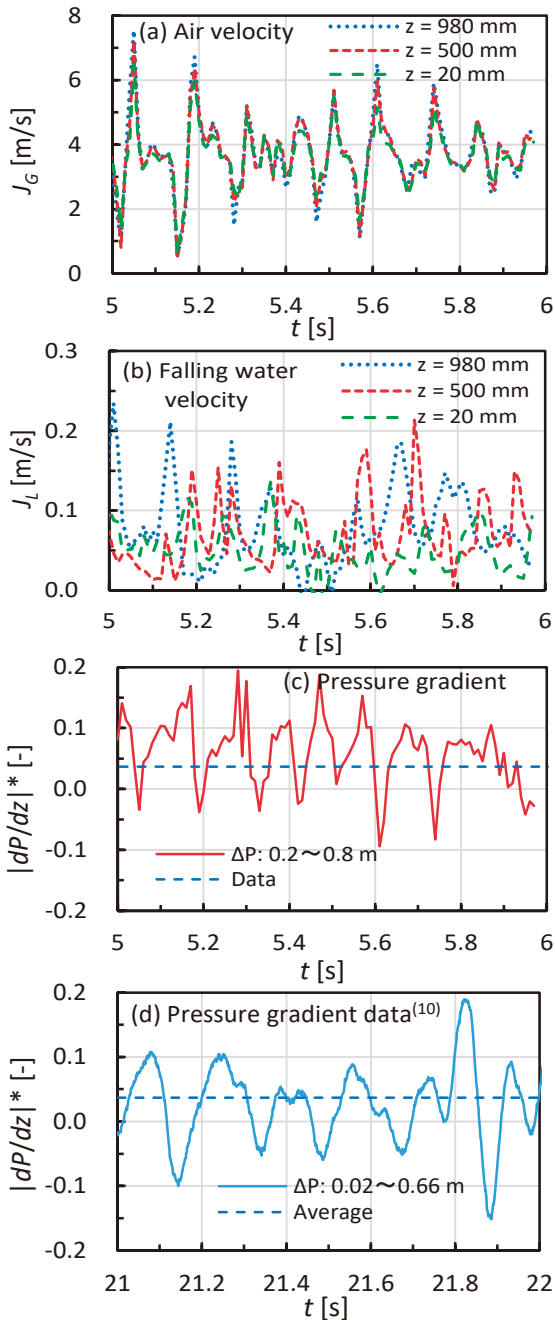


図9 流動特性の時間変化 ($J_G = 3.8 \text{ m/s}$)

流動特性の時間変化を図9に示す。計算は一速度であるが、気相と液相の質量流量を密度で除して J_G と J_L を求めた。気液対向流では、液相が間歇的に落下するため J_L の変動が大きい。図7に示したように上部タンクでの液相が気相の流動抵抗になり、 J_G の変動も大きい。 J_G は、上昇速度が大きいので、高さ方向位置で同位相になっている。液相は、下降速度が小さいため、高さ位置により変動が異なっている。圧力勾配 dP/dz は負であり、図には無次元圧力勾配 $|dP/dz|^* = |dP/dz| / \{(\rho_L - \rho_G)g\}$ を示す。圧力勾配の計算値(c)は、変動の周期と振幅が測定値(d)と比較的よく一致している。

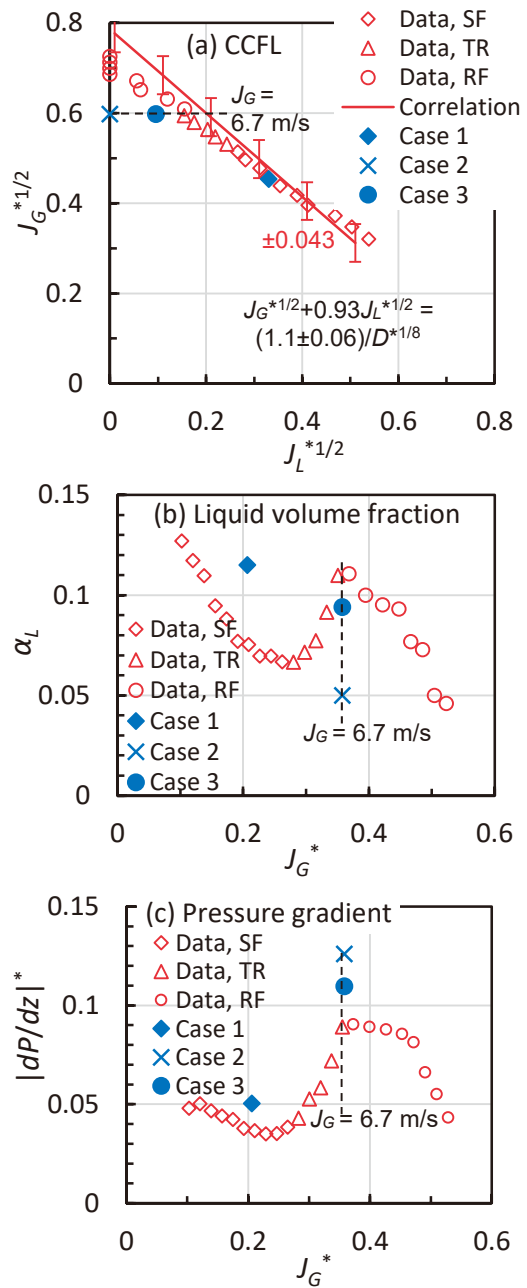


図10 時間平均の流動特性値

4.2 時間平均値

図7~9では、流れ場の特徴を把握するために、瞬時値と時間変動を示した。原子炉の事故解析では、準定常状態での時間平均値に基づく相関式が使用される。時間平均の流動特性値を図10に示す。

上端フラッシングにより管内にSFが形成される $J_G = 3.8 \text{ m/s}$ (Case 1) では、落下水速度 J_L の計算値は測定値⁽¹⁰⁾およびCCFL相関式⁽¹⁸⁾とよく一致した。 $|dP/dz|^*$ の計算値も測定値と比較的よく一致したが、計算では気液界面の数値拡散が大きく α_L を過大に評価した。

下端フラッシングにより管内にRFが形成される $J_G = 6.7 \text{ m/s}$ (Case 2) では、上端で $J_L \approx 0$ になり、 α_L を過小に評価し $|dP/dz|^*$ を過大に評価した。上端での J_L の過小評価対策として鉛直管の壁面から給水したCase 3では、 J_L , α_L , $|dP/dz|^*$ とも測定値に近づいた。Case 3では、実験での下端フラッシングSF-Iではなく管内フラッシングRF-IIになった。実験でSF-Iが観察されたのは $J_G = 6.7 \text{ m/s}$ だけであり、 $J_G \geq 7.2 \text{ m/s}$ ではRF-IIが観察されたことから、 $J_G = 6.7 \text{ m/s}$ でRF-IIとSF-Iの相違は重要でないと判断される。

4.3 管内フラッシング

Case 3 ($J_G = 6.7 \text{ m/s}$) での流動状態を液相体積率で図11に示す。計算では、鉛直管内で液相の落下が抑制

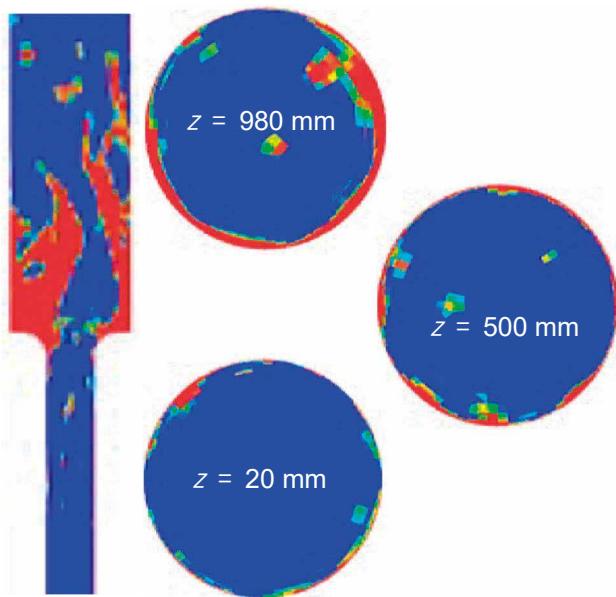


図11 液相体積率の等値図 (Case 3, $J_G = 6.7 \text{ m/s}$)

される管内フラッシングである。上部タンクでの気相コアは、大きく変動するが、鉛直管から上部タンクの上方に連通している。液相の落下は管内で制限されており、液膜厚さの高さ方向の変化は比較的小さい。

$J_G = 6.7 \text{ m/s}$ での流動特性値の時間変化を図12に示す。図11に示したように気相コアが鉛直管から上部タ

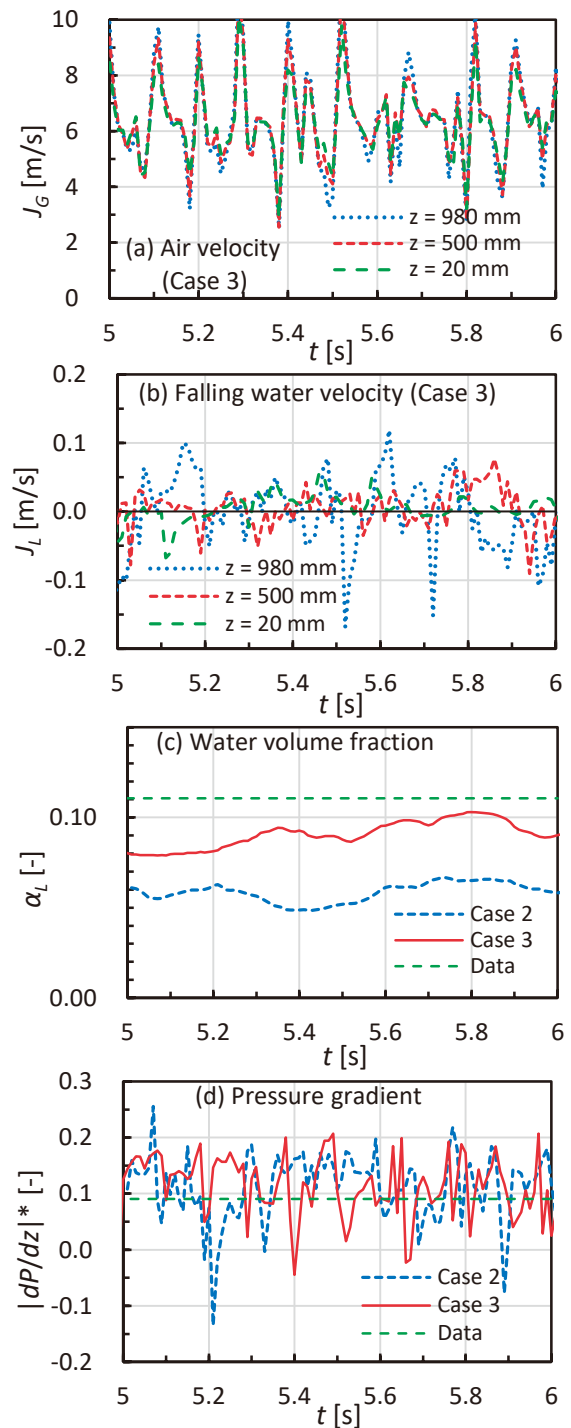


図12 流動特性の時間変化 ($J_G = 6.7 \text{ m/s}$)

ンクの上方に連通しているが、 J_G と $|dP/dz|^*$ の変動の振幅は気相が連通していないCase 1と顕著な相違はない。 $|dP/dz|^*$ と α_L の測定値は時間平均値を示す。 α_L は上部と下部の200 mmを除く高さ600 mmでの鉛直管体積に対する液相体積の割合であり、その変化は緩やかで周期が長い。

4.4 考察

鉛直管内での気液対向流に対するCFD解析における主要な技術課題は、気液界面での数値拡散の抑制と高 J_G における上端での落下水制限の緩和である。

気液界面での数値拡散を抑制できれば、 α_L の予測精度が向上し、流動状態が実験での観察結果に近づくと期待される。しかし、数値拡散の抑制は下端フラッディング発生条件の予測精度の向上に繋がらないと判断される。

下端フラッディングの発生を予測できない主要因は、高 J_G で上端での落下水量が急激に減少して下部に十分な液相が供給されないことによる。実験では、上端がシャープエッジで落下水量が抑制されると、下端フラッディングが生じにくくなる⁽⁸⁾。このため、本解析では上端をラウンド形状にしたが、高 J_G で落下水量を過小に計算した。この改善策が見当たらないことから、本解析では、Case 3で鉛直管の壁面から給水して管内フラッディングを計算した。管内フラッディングでは、下端フラッディングより波高が低い擾乱波が高頻度で発生するが、 α_L や dP/dz などの流動特性は下端フラッディングと顕著な相違はない。

5. まとめ

本報告では、鉛直管内での気液対向流に対するCFD解析の適用性を評価するために、直径40 mmで上下端がラウンドの鉛直管を用いた空気と水での気液対向流実験⁽¹⁰⁾を対象とし、CFDコードFLUENTを用いて流動特性を計算し、落下水体積流束 J_L (CCFL特性) および圧力勾配 dP/dz と液相体積率 α_L の計算値を測定値と比較評価した。

鉛直管の上端で液相の落下が抑制される上端フラッディングにより管内にsmooth film (SF) が形成される気相体積流束 $J_G = 3.8$ m/sに対するCFD解析では、 J_L の計算値は測定値とよく一致し、 dP/dz の計算値は測定値と比較的によく一致したが、気液界面の数値拡散が

大きく α_L を過大に評価した。

鉛直管の下端もしくは管内で液相の落下が抑制され管内にrough film (RF) が形成される $J_G = 6.7$ m/sに対するCFD解析では、上端で $J_L \approx 0$ になり、計算でRFを再現できなかった。上端での $J_L \approx 0$ の影響を回避するために鉛直管内に給水して計算すると、 J_L および dP/dz と α_L の計算値が測定値と比較的によく一致した。

以上より現状では、CFD解析により鉛直管内での気液対向流の流動特性を定量評価するのは難しく、気液界面での数値拡散の抑制と高 J_G での上端での落下水制限の緩和が重要であることを確認した。

謝辞

アンシスジャパン株式会社の喬 向宇 氏に、本報告で使用した初期の計算メッシュを作成していただいた。また、FLUENTの使用法について貴重な意見をいただいた。ここに謝意を表する。

記号

D	直径 (m)
D^*	無次元直径 (-)
dP/dz	圧力勾配 (Pa/m)
f_i	界面摩擦係数 (-)
f_w	壁面摩擦係数 (-)
g	重力加速度 (m/s ²)
J	体積流束 (m/s)
J^*	Wallis パラメータ (-)
L	長さ (m)
Nc	セル数 (-)
P	圧力 (Pa)
r	半径 (m)
t	時間 (s)
z	鉛直方向座標 (m)

ギリシャ文字

α_G	ボイド率 (-)
α_L	液相体積率 (-)
δ	液膜厚さ (m)

θ	傾斜角 (°)
ρ	密度 (kg/m ³)

添字

G	気相
L	液相
*	無次元量

文献

- (1) Wallis, G. B., One-Dimensional Two-Phase Flow, pp. 320-345, McGraw-Hill, New York (1969).
- (2) Bankoff, S. G., Lee, S. C., A Critical Review of the Flooding Literature, NUREG/CR-3060, U. S. Nuclear Regulatory Commission, Washington D.C. (1983).
- (3) Xhu, X, Wang, Z., Xu, C., Wang, N., Experimental Investigations and Numerical Studies of Countercurrent Flow Limitation in a Pressurized Water Reactor: A Review, *Energies*, Vol. 16, 1487, 43 pages (2023).
- (4) Bharathan, D., Wallis, G. B. and Richter, H. J., Air-Water Countercurrent Annular Flow in Vertical Tubes, EPRI NP-786, Electric Power Research Institute, Palo Alto, California (1978).
- (5) Bharathan, D., Wallis, G. B., Air-Water Countercurrent Annular Flow, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 9(4), pp. 349-366 (1983).
- (6) Goda, R., Hayashi, K., Murase, M., Hosokawa, S., Tomiyama, A., Experimental Study on Interfacial and Wall Friction Factors under Counter-Current Flow Limitation in Vertical Pipes with Sharp-Edged Lower Ends, *Nuclear Eng. Design*, Vol. 353, 110223, 11 pages (2019).
- (7) Goda, R., Kurimoto, R., Hayashi, K., Murase, M., and Tomiyama, A., Effect of Fluid Properties on Interfacial and Wall Friction Factors under Counter-Current Flow Limitation in a Vertical Pipe with Sharp-Edged Lower End, *Nuclear Eng. Design*, Vol. 373, 111020, 10 pages (2021).
- (8) Takaki, T., Goda, R., Hayashi, K., Murase, M. and Tomiyama, A., Flow Characteristics in Vertical Circular Pipes with the Square Top End under Flooding Conditions, *Nuclear Eng. Design*, Vol. 371, 110951, 9 pages (2021).
- (9) Takaki, T., Murase, M., Hayashi, K. and Tomiyama, A., Void Fraction and Interfacial Friction in Vertical Circular Pipes with the Square Top End under Flooding Conditions, *Nuclear Technology*, Vol. 208(3), pp. 503-519 (2022).
- (10) 高木俊弥, 山下誠希, 栗本遼, 林公祐, 村瀬道雄, 富山明男, フラッディング条件における鉛直管での壁面摩擦係数とボイド率, *混相流*, Vol. 36(4), pp. 440-451 (2022).
- (11) Höhne, T., Deendarlianto, Lucas, D., Numerical Simulations of Counter-Current Two-Phase Flow Experiments in a PWR Hot Leg Model Using an Interfacial Area Density Model, *Int. J. Heat Fluid Flow*, Vol. 32, pp. 1047-1056 (2011).
- (12) Murase, M., Tomiyama, A., Lucas, D., Kinoshita, I., Utanohara, Y., Yanagi, C., Correlation for Countercurrent Flow Limitation in a PWR Hot Leg, *J. Nuclear Science Technology*, Vol. 49, pp. 398-407 (2012).
- (13) Murase, M., Utanohara, Y., Kusunoki, T., Yamamoto, Y., Lucas, D., Tomiyama, A., Prediction of Countercurrent Flow Limitation and Its Uncertainty in Horizontal and Slightly Inclined Pipes, *Nuclear Technology*, Vol. 197(2), pp. 140-157 (2017).
- (14) 楠木貴世志, 村瀬道雄, 高田孝, 富山明男, 蒸気発生器U字管下部を模擬した鉛直管下端での気液対向流制限の数値シミュレーション, *混相流*, Vol. 28(3), pp. 345-354 (2014).
- (15) 村瀬道雄, 柳千裕, 歌野原陽一, 高田孝, 山口彰, 富山明男, 停滞水下4×4ロッドバンドル空気・水実験でのボイド率の数値計算, *混相流*, Vol. 28(1), pp. 55-61 (2014).
- (16) 楠木貴世志, 村瀬道雄, 富山明男, 蒸気発生器の伝熱管下端における気液対向流制限に関する研究のレビュー, *INSS Journal*, Vol. 24, C-3 (2017).
- (17) 高木俊弥, 村瀬道雄, 山下誠希, 栗本遼, 林公祐, 富山明男, フラッディング条件での鉛直管内流動特性への液粘性の影響 *INSS Journal*, Vol. 30 (2023).
- (18) 佐野直樹, 合田頼人, 林公祐, 村瀬道雄, 富山明男, 鉛直管内でのフラッディング状態における管内流動特性, *混相流*, Vol. 35(4), pp. 533-542 (2021).